

УДК 551.509.68

DOI: 10.21209/2308-8761-2019-14-3-75-87

**Юрий Федорович Сосновчик,**

*доцент,*

*Забайкальский государственный университет  
(672039, Россия, г. Чита, ул. Александрo-Заводская, 30),*

*e-mail: Sosnovchik@yandex.ru,*

*ORCID: 0000-0003-2731-0191*

**Павел Юрьевич Лукьянов,**

*кандидат технических наук, ведущий программист,*

*Институт природных ресурсов, экологии и криологии СО РАН  
(672014, Россия, г. Чита, Недорезова, 16а),*

*e-mail: lgc255@mail.ru*

### **Физико-математическая модель преодоления огненным фронтом препятствия в виде барьера в условиях низового лесного и степного пожаров**

В работе рассматриваются условия, при которых становится возможным перенос возгорания через препятствие в виде барьера (забор, барьерное защитное устройство, ограждение). Представлен вывод общих формул, связывающих высоту барьера, скорость ветра в порыве и другие факторы при приближении огневого фронта к барьеру. Константы, входящие в окончательные формулы и связанные с физико-химическими свойствами горящих частиц, определяются методами множественного регрессионного анализа путём сопоставления результатов моделирования с экспериментальными данными и данными натуральных наблюдений.

**Ключевые слова:** низовой пожар, перенос возгорания, тлеющие частицы, барьерное защитное устройство

**Введение.** Пусть имеется установленное защитное сооружение (рис. 1) в виде барьера, препятствующее распространению возгорания [10]. Будем считать, что возгорание имеет характер низового лесного или степного пожара. Также будем считать, что:

– материал, из которого изготовлен барьер, имеет достаточные плотность и теплоёмкость, исключаяющие существенный нагрев конструкции, её деформацию, а также возможность вторичного возгорания под воздействием теплового излучения от самой конструкции;

– барьер не имеет отверстий, щелей, неплотностей и других дефектов, что исключает вторичное возгорание за счёт теплового излучения из зоны горения, а также за счёт действия нагретых газов;

– вблизи барьера нет других предметов или конструкций, существенно влияющих на движение воздуха (нагретых газов) в зоне горения;

– угол при вершине барьера таков, что вблизи вершины барьера гарантированно происходит срыв потоков нагретых газов при приближении огневого фронта (т. е. угол при вершине не превышает 90–100 градусов).

Таким образом, единственным механизмом, за счёт которого может произойти переход возгорания на территорию за барьером, является подъём восходящими потоками нагретых газов тлеющих частиц – несгоревших остатков травяного покрова (степной пожар) или горючей подстилки (лесной низовой пожар), и их последующее выпадение на горючий материал с тыльной стороны барьера, причём температура тлеющих частиц за время падения не должна оказаться ниже минимально необходимой для инициирования вторичного возгорания.

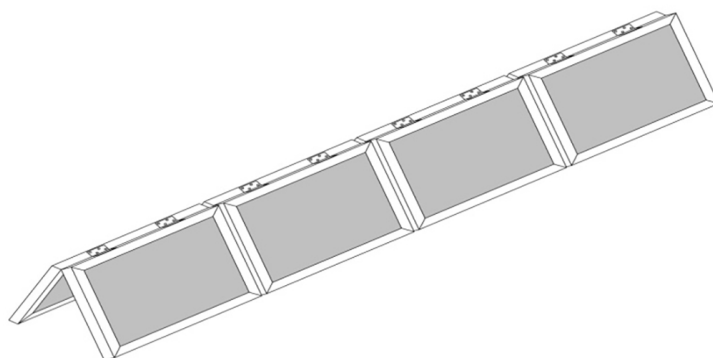


Рис. 1. Противопожарное ограждение в виде барьера

Fig. 1. Fire barrier

Кроме того, требуется учесть особенности районов криолитозоны – пожары в условиях альпийских лугов, в том числе при отрицательных температурах воздуха, а также при наличии слоя многолетней мерзлоты.

При разработке физико-математической модели будем использовать квазианалитический подход – основной вид зависимостей между параметрами, влияющими на происходящие процессы, будем определять методами математического анализа на основе известных законов природы. При описании процессов, в которых велика доля стохастической и вероятностной составляющих (турбулентные потоки нагретых газов вблизи барьера, размеры и форма тлеющих частиц, поднимаемых потоками газов и т. п.) будем использовать принцип рассмотрения наиболее опасного, для переноса возгорания, сочетания параметров. Такой же принцип будет использоваться и в случае недостатка исходных данных для точного решения задачи.

При этом некоторые трудно вычисляемые константы, входящие в полученные аналитическими методами формулы, будут определены на завершающем этапе методами множественного регрессионного анализа путём сопоставления результатов моделирования с данными наблюдений и натурных экспериментов.

**Оценка скорости движения нагретых газов вблизи барьера в отсутствие ветра.** Из уравнения Клапейрона-Менделеева

$$PV = \frac{m}{\mu}RT, \quad (1)$$

(где  $P$ ,  $V$  и  $m$  – давление, объём и масса газа соответственно,  $\mu$  – молярная масса газа,  $T$  – температура газа и  $R = 8.314$  Дж/(моль·К) – универсальная газовая

постоянная) следует, что объёмная плотность газов  $\rho = m/V$  в условиях изобарического процесса  $P = const$  обратно пропорциональна абсолютной температуре, т. е.  $\rho \sim 1/T$ . Таким образом, плотность газов – продуктов горения  $\rho_b = \rho_a \cdot T_a/T_b$ , где  $T_a$  и  $T_b$  – температура воздуха и газов – продуктов горения соответственно, а  $\rho_a$  – плотность ненагретого воздуха в районе пожара. Разница давлений на эффективной высоте горения нагретого до  $T_b$  газа и ненагретого воздуха температуры  $T_a$  составит  $\Delta P = g\gamma H_g(\rho_a - \rho_b)$ , где  $H_g$  – высота травяного покрова (горючей подстилки),  $g$  – ускорение свободного падения, а  $\gamma$  – неизвестный коэффициент, связывающий эффективную высоту зоны горения и высоту травяного покрова (горючей подстилки). В отсутствие механических потерь и завихрений потоков газов, работа  $\Delta A$ , совершаемая над объёмом газа  $\Delta V$  и массой  $m_{\Delta V}$  за счёт разности давлений  $\Delta P$ , переходит в кинетическую энергию поступательного движения, т. е.  $\Delta A = m_{\Delta V} v_b^2/2$ , где  $v_b$  – скорость истечения нагретых газов. Учитывая, что  $m_{\Delta V} = \rho_b \cdot \Delta V$ , получаем оценку скорости движения (вверх) газов под действием естественной тяги в отсутствие ветра:

$$v_b = \sqrt{2g\gamma H_g \left[ \frac{T_b}{T_a} - 1 \right]}. \quad (2)$$

**Оценка скорости движения газов вблизи барьера под воздействием ветра.** Наибольшая скорость движения газов – продуктов горения под воздействием ветра может наблюдаться в случае реализации вблизи барьера режима прямоточной газовой турбины, при котором часть тепловой энергии, выделяющейся при горении, с КПД, не превосходящим теоретического предела для тепловой машины, переходит в кинетическую энергию поступательного движения газов в отсутствие завихрений. Турбулентные движения, которые могут иметь место, отнимают часть кинетической энергии от поступательного движения, поэтому приводят только к уменьшению скорости поступательного движения струи нагретых газов.

Итак, в случае установившегося процесса в зоне горения температура газов увеличивается от  $T_a$  до  $T_b$ , что в соответствии с уравнением (1) в условиях изобарического процесса приводит к их пропорциональному расширению в  $T_b/T_a$  раз. Учтём, что вблизи барьера нет других конструкций, ограничивающих поперечное сечение в области движения газов, поэтому увеличение объёма газов приведёт к пропорциональному увеличению их скорости. В наихудшем, для возникновения вторичного возгорания случае, скорости газов за счёт естественной тяги (2) и за счёт действия ветра складываются по правилу параллелограмма, т. к. направление скорости ветра  $v_w$  преимущественно горизонтально, а движение газов за счёт естественной тяги при горении – преимущественно вертикально. Итак, имеем следующую оценку для скорости движения газов вблизи барьера со стороны зоны горения с учётом ветрового воздействия:

$$v_{bw} = \sqrt{2g\gamma H_g \left[ \frac{T_b}{T_a} - 1 \right] + \left[ v_w \frac{T_b}{T_a} \right]^2}. \quad (3)$$

**Оценки времени угасания (догорания) тлеющей частицы.** Для переноса горения через барьер необходимо, чтобы горящая (тлеющая) частица была поднята в струе газа до вершины барьера, после чего требуется, чтобы в процессе свободного

падения с тыльной стороны барьера частица не успела догореть или потерять температуру до минимально необходимой для инициирования вторичного возгорания или более низкой.

Рассмотрим тепловой баланс частицы неправильной формы, плотностью  $\rho_p$ , удельной теплоёмкостью  $c$ , массой  $m$ , полной площадью наружной поверхности  $S$  и объёмом  $V$ . Будем считать, что горение происходит преимущественно на поверхности частицы. Выделяющаяся тепловая мощность при этом составит  $Q_b = \alpha \cdot S$ , где  $\alpha$  – некоторый коэффициент, зависящий от температуры, материала частицы, влажности и т. п. Тепловая мощность конвективной и лучистой теплоотдачи также пропорциональна  $S$ , т. е.  $Q_h = \beta \cdot S$ . Их разность определяет скорость изменения температуры частицы

$$cm \frac{dT}{dt} = Q_b - Q_h = (\alpha - \beta) \cdot S,$$

т. е. скорость изменения температуры частицы составит:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{(\alpha - \beta) \cdot S}{c\rho_p V}.$$

Отметим, что в возникающих на практике условиях тепловой баланс тлеющей частицы при её свободном падении в ненагретом воздухе с тыльной стороны барьера чаще всего оказывается отрицательным, т. е. приводит к уменьшению температуры и, вследствие этого, к её угасанию.

Рассмотрим частицу сферической формы радиусом  $r$ . Для неё объём  $V = \frac{4}{3} \cdot r^3$ , масса  $m = \frac{4}{3} \cdot r^3 \cdot \rho_p$ , площадь наружной поверхности  $S = 4\pi r^2$ . Скорость уменьшения её температуры будет обратно пропорциональна её радиусу

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\alpha - \beta}{c\rho_p} \cdot \frac{3}{r}.$$

Примем, что скорость остывания постоянна и радиус частицы изменяется незначительно. Время угасания  $\tau_{ex}$  в этом случае будет прямо пропорционально её радиусу  $r$  и разности температур  $\Delta T$ :  $\tau_{ex} \sim r \cdot \Delta T$ .

Для цилиндрической частицы радиусом  $r$  и длиной  $L$ ,  $L \gg r$ , аналогичным образом получаем  $\frac{dT}{dt} = \frac{\alpha - \beta}{c\rho_p} \cdot \frac{2}{r}$ , что отличается от случая сферической частицы только коэффициентом пропорциональности.

Итак, для частицы цилиндрической формы время угасания также оказывается прямо пропорционально её наименьшему размеру.

Рассмотрим горение частицы при положительном тепловом балансе, когда тепловая мощность, выделяемая при горении, превосходит мощность теплоотдачи, т. е.  $Q_b > Q_h$ . Т. к. горение частицы происходит преимущественно на её наружной поверхности, также при внутреннем горении необходимый для этого кислород поступает во внутренние слои частицы за счёт диффузии через её наружную поверхность,  $Q_b = \sigma \cdot S$ . Т. е.,  $Q_b$  прямо пропорциональна площади наружной поверхности частицы, где  $\sigma$  – некоторый коэффициент.

Скорость потери массы частицы  $\frac{dm}{dt}$  связана с  $Q_b$  как  $Q_b = -\theta \frac{dm}{dt}$ , где  $\theta$  – удельная теплота сгорания материала частицы. Знак «-» в последнем выражении показывает, что масса частицы в процессе горения уменьшается. Итак, имеем:  $Q_b = \sigma \cdot S = -\theta \frac{dm}{dt}$ ,

откуда

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{\sigma}{\theta} \cdot S.$$

Рассмотрим сферическую частицу радиуса  $r$ . Для неё объём  $V = \frac{4}{3} \cdot r^3$ , масса  $m = \rho_p \cdot V = \frac{4}{3} \cdot r^3 \cdot \rho_p$ , площадь наружной поверхности  $S = 4\pi r^2$ . Дифференцируя выражение для массы, получаем  $dm = \frac{4}{3} \pi \cdot \rho_p d(r^3) = 4\pi \cdot \rho_p r^2 dr$ . Подставляя в выражение для  $\frac{dm}{dt}$ , имеем:

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{\sigma}{\theta \rho_p} = \text{const} = -\epsilon.$$

Разделяя переменные:  $dr = -\epsilon dt$ . Интегрируя,  $\int dr = -\epsilon \int dt + C_0$ , откуда  $r(t) = -\epsilon t + C_0$ . Пусть при  $t = 0$  начальный радиус частицы равен  $R_0$ , тогда  $\tau_{ex} = \frac{\theta \rho_p}{\sigma} R_0$ , т. е. время догорания прямо пропорционально начальному радиусу частицы.

Для цилиндрической частицы радиусом  $r$  и длиной  $L$ ,  $L \gg r$ ,  $m = \rho_p V = 2\pi \cdot r^2 L$ ,  $S = 2\pi r L$ . Рассматривая горение с уменьшением радиуса  $r$ ,  $dm = \pi \cdot \rho_p L \cdot d(r^2) = 2\pi \cdot \rho_p L \cdot r dr$ . Подставляя  $dm$  и  $S$  в выражение для  $\frac{dm}{dt}$ , получаем выражение, формально идентичное случаю сферической частицы, т.е. время угасания прямо пропорционально наименьшему из размеров (радиусу) цилиндрической частицы и не зависит от её длины.

Итак, для частиц различной формы, рассматривая различные механизмы угасания (за счёт потери температуры и за счёт выгорания), независимо от формы частиц, получен одинаковый результат, что время угасания прямо пропорционально наименьшему из размеров (в трёх ортогональных измерениях) частицы. Различие возможно только в коэффициенте пропорциональности, оценить который из теоретических соображений чрезвычайно затруднительно, поскольку для этого потребуется, в том числе, решение уравнений химической кинетики совместно с уравнениями диффузии с учётом физико-химических свойств горящих частиц, которые не могут быть известны на момент возникновения пожара. Поэтому коэффициент пропорциональности проще определить из натурных наблюдений.

Однако в работах [13; 14] приведены оценки для времени догорания угольных частиц, с учётом коллективных эффектов, возникающих в условиях промышленного котлоагрегата с пневматической подачей топлива,  $\tau_{ex} \sim R_0^2$ . Учитывая, что для возникновения вторичного возгорания в рассматриваемой задаче достаточно попадания одиночных горящих частиц, очевидно, что коллективные эффекты здесь не могут иметь определяющего значения. Итак, будем считать, что  $\tau_{ex} \sim R_0$ , где под  $R_0$  будем подразумевать наименьший размер частицы из трёх ортогональных измерений.

Оценим, каким образом влияют на время угасания температура в зоне горения  $T_b$  и температура, минимально необходимая для поджигания  $T_c$  (очевидно, что  $T_b > T_c$ ). Так как диапазон температур, в котором изменяется температура частицы в ходе её свободного падения, равен  $(T_b - T_c)$ , при одинаковой скорости охлаждения частицы,  $\tau_{ex}$  будет в первом приближении пропорционально величине этого диапазона, т.е.  $\tau_{ex} \sim R_0 \cdot (T_b - T_c)$ . Теперь оценим, каким образом на  $\tau_{ex}$  влияет температура ненагретого воздуха при свободном падении горячей частицы с тыльной стороны барьера. Так как в первом приближении скорость охлаждения частицы прямо пропорцио-

нальна разности температур частицы и воздуха, принимая температуру частицы за  $T_c$ , скорость охлаждения окажется прямо пропорциональной разности  $(T_c - T_a)$ , и, следовательно, время угасания — обратно пропорционально этой величине, т. е.  $\tau_{ex} \sim \frac{1}{T_c - T_a}$ . Итак, имеем оценку для времени угасания с учётом размера частицы, и трёх температур, характеризующих условия пожара:

$$\tau_{ex} \sim R_0 \cdot \frac{T_b - T_c}{T_c - T_a}. \quad (4)$$

**Оценка максимальных размеров частиц, выносимых к вершине барьера.** Рассмотрим частицу у вершины барьера. На неё действует сила тяжести  $F_g = mg$  и аэродинамическая сила  $F_a = P_a \cdot \alpha_a \cdot S_a$ , где  $P_a = \rho_x \cdot \frac{v_{gw}^2}{2}$  — аэродинамическое давление,  $\rho_x$  — плотность газов (продуктов горения) вблизи вершины барьера,  $\alpha_a$  — аэродинамический коэффициент частицы и  $S_a$  — площадь её сечения в направлении, перпендикулярном движению газов. Так как  $\alpha_a$  для частиц сферической и цилиндрической форм составляет 0.5–0.7,  $\rho_x$  зависит главным образом от температуры вблизи вершины барьера, причём наименьшее значение плотности соответствует  $T_b$ , а наибольшее —  $T_a$ . Поскольку в зоне барьера должны возникать воздушные вихри (турбулентность), температура вблизи вершины барьера может варьироваться случайным образом в широких пределах от  $T_b$  до  $T_a$ . Очевидно, что наиболее опасным, с точки зрения переноса возгорания за барьер, в качестве  $\rho_x$  является наибольшее значение плотности воздуха  $\rho_a$  при  $T_a$ .

Условием переноса горячей (тлеющей) частицы через барьер является превосходство аэродинамической силы над силой тяжести, т. е.  $F_a > mg$ . С увеличением размеров частицы (при той же форме) её масса возрастает как  $R_0^3$ , а площадь сечения  $S_a$  и прямо пропорциональная ей аэродинамическая сила — как  $R_0^2$ , т. е. существует максимальный размер частицы, при котором сравниваются аэродинамическая сила и сила тяжести. Это и будет максимальный размер частиц, способных попасть за тыловую сторону барьера.

Рассмотрим сферическую частицу радиусом  $r$  и объёмной плотностью  $\rho_p$ . Для неё масса  $m = \rho_p V = \frac{4}{3}\pi r^3 \cdot \rho_p$ , площадь аэродинамического сечения  $S = \pi r^2$ . Из условия  $F_a = mg$  следует:  $P_a \cdot \alpha_a \cdot S_a = mg$ , или  $\rho_a \cdot \frac{v_{gw}^2}{2} \cdot \alpha_a \cdot \pi r^2 = g \cdot \frac{4}{3}\pi r^3 \cdot \rho_p$ , откуда получаем оценку для максимального радиуса сферической частицы, выносимой к вершине барьера

$$r = \frac{3}{8} \alpha_a \frac{\rho_a}{\rho_p} \cdot \frac{v_{gw}^2}{g}.$$

Аналогично рассмотрим цилиндрическую частицу радиусом  $r$ , длиной  $L$ ,  $L \gg r$ , и объёмной плотностью  $\rho_p$ . Для неё масса  $m = \rho_p V = \pi r^2 \cdot L \cdot \rho_p$ , площадь аэродинамического сечения  $S = 2rL$ . Из условия  $F_a = mg$  следует:  $P_a \cdot \alpha_a \cdot S_a = mg$ , или  $\rho_a \cdot \frac{v_{gw}^2}{2} \cdot \alpha_a \cdot 2rL = g \cdot \pi r^2 \cdot L \cdot \rho_p$ , откуда  $r = \frac{1}{\pi} \alpha_a \frac{\rho_a}{\rho_p} \cdot \frac{v_{gw}^2}{g}$ , что только коэффициентом пропорциональности отличается от выражения для сферической частицы.

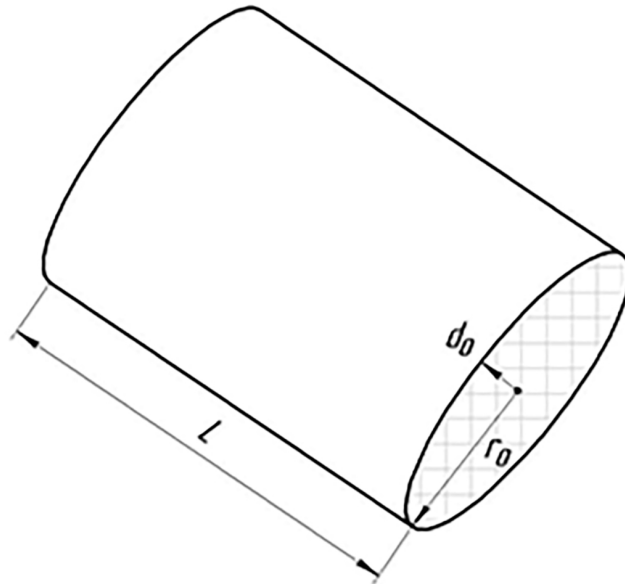
Теперь рассмотрим частицу, наиболее близкую к естественной форме листа растения — в форме сплюснутого цилиндра (эллипсоида) большим радиусом  $r_0$  и малым радиусом  $d_0$ , длиной  $L$ . Данная форма наиболее вероятна в условиях природных пожаров (рис. 2), также эта форма представляет и наибольшую пожарную опасность,

поскольку площадь аэродинамического сечения определяется размером  $r_0$ , а её масса – размером  $d_0$ . Именно такая форма частиц имеет наилучшие возможности для их выноса потоками газов к вершине барьера.

Вводя коэффициент «сплюснутости»  $k_f = \frac{r_0}{d_0}$ , также принимая, что  $m = \rho_p V = \rho_p \cdot 3r_0 \cdot d_0 \cdot L = 3L\rho_p \frac{r_0^2}{k_f}$  и  $S_a = 2r_0L$ , подставляя в уравнение  $F_a = mg$ , получаем формулу для максимального большого радиуса частицы  $r_0$ , которая может быть вынесена газами – продуктами горения к вершине барьера:

$$r_{0max} = \frac{\rho_a \vartheta_{gw}^2 \alpha_a k_f}{3\rho_p g}.$$

Как видим, данная оценка показывает, что максимальный размер  $r_0$  достигается именно для частиц в форме листа при больших значениях  $k_f$  ( $k_f > 10$ ), причём этот размер не зависит от длины листа  $L$ .



**Рис. 2.** Форма тлеющей частицы в виде сплюснутого цилиндра

**Fig. 2.** Shape of a glowing particle in the form of a flattened cylinder

Подставим в последнюю формулу полученную ранее оценку для полной скорости движения газов вблизи барьера (3)

$$r_{0max} = \frac{\rho_a \alpha_a k_f}{3\rho_p g} \left[ 2g\gamma H_g \left[ \frac{T_b}{T_a} - 1 \right] + \left[ \vartheta_w \frac{T_b}{T_a} \right]^2 \right]. \quad (5)$$

Отметим, что при рассмотрении процесса угасания частицы определяющее значение имеет наименьший из размеров в трёх ортогональных измерениях, т. е. в случае сплюснутого цилиндра (листа) – размер  $d_0 = r_0/k_f$ . Для частицы в форме сплюснутого цилиндра формулу для времени угасания (4), вводя коэффициент пропорциональности  $\alpha_{ex}$ , можно записать в следующем виде:

$$\tau_{ex} = \alpha_{ex} \frac{r_0}{k_f} \cdot \frac{T_b - T_c}{T_c - T_a}. \quad (6)$$

**Оценка времени свободного падения тлеющей частицы.** Рассчитаем время свободного падения частицы в форме сплюснутого цилиндра с высоты барьера  $K$  до высоты плотного травяного покрова (горючей подстилки)  $H_g$ . Со стороны барьера, противоположной огневому фронту, должны наблюдаться восходящие движения воздуха за счёт эффекта увлечения восходящими потоками газов – продуктов горения. Эти движения поддерживают частицы, преодолевшие барьер и увеличивают время их свободного падения, что приводит к их угасанию в процессе падения. Будем считать, что вертикальная составляющая скорости движения воздуха с тыльной стороны барьера мала или равна нулю, поскольку мы продолжаем рассматривать наиболее «пожароопасное» сочетание параметров.

Итак, для свободно падающей частицы в форме сплюснутого цилиндра сила тяжести уравновешена аэродинамической силой,  $F_a = mg$ , что определяет скорость её падения  $v_d$ , или

$$\rho_a \cdot \frac{v_d^2}{2} \cdot \alpha_a \cdot 2r_0 L = 3L \rho_p \frac{r_0^2}{k_f} g,$$

откуда  $v_d = \sqrt{\frac{3gr_0 \cdot \rho_p}{\alpha_a k_f \cdot \rho_a}}$ .

Частица преодолеет расстояние от вершины барьера до верхнего уровня травы (горючей подстилки) за время

$$\tau_d = \frac{K - H_g}{v_d} = \frac{K - H_g}{\sqrt{\frac{3gr_0 \cdot \rho_p}{\alpha_a k_f \cdot \rho_a}}}. \quad (7)$$

**Вывод основных формул физико-математической модели.** Для переноса возгорания через барьер требуется, чтобы  $\tau_d$  было меньше, чем время угасания  $\tau_{ex}$ , т. е.  $\tau_d \leq \tau_{ex}$ . Подставим в это неравенство выражения (6) и (7)

$$\frac{K - H_g}{\sqrt{\frac{3gr_0 \cdot \rho_p}{\alpha_a k_f \cdot \rho_a}}} \leq \alpha_{ex} \frac{r_0}{k_f} \cdot \frac{T_b - T_c}{T_c - T_a}.$$

Возводя в квадрат и выражая  $r_0$  получаем

$$r_0 \geq \sqrt[3]{\frac{\alpha_a k_f^3 \cdot [K - H_g]^2 \cdot \rho_a}{3g \cdot \alpha_{ex}^2} \cdot \frac{[T_c - T_a]^2}{T_b - T_c}}. \quad (8)$$

Выразим из (5) скорость ветра  $v_w$ , минимально необходимую для поднятия частицы размером  $r_0$  до вершины барьера

$$v_w = \frac{T_a}{T_b} \sqrt{\frac{3gr_0 \cdot \rho_p}{\alpha_a k_f \cdot \rho_a} - 2g\gamma H_g \left[ \frac{T_b}{T_a} - 1 \right]}.$$

Подставляя в первое слагаемое под знаком радикала минимальный размер частицы  $r_0$ , при котором частица не успеет угаснуть (догореть) во время её свободного падения с тыльной стороны барьера из (8), приводя подобные слагаемые и выполняя очевидные сокращения, имеем



$$\frac{3gr_0 \cdot \rho_p}{\alpha_a k_f \rho_a} = \sqrt[3]{\left[ \frac{3g \cdot (K - H_g) \cdot \rho_p \cdot T_c - T_a}{\alpha_{ex} \cdot \alpha_a \rho_a T_b - T_c} \right]^2}.$$

Выделяя комбинацию трудно определяемых на практике параметров тлеющих частиц, а также других постоянных теории в единую константу, значение которой будет далее определено методами множественного регрессионного анализа,

$$\psi = \frac{3g\rho_p}{\rho_0 \cdot \alpha_{ex} \cdot \alpha_a},$$

где  $\rho_0 = 1.22 \text{ кг/м}^3$  – объёмная плотность воздуха на уровне моря при  $15^\circ\text{C} = 288.15 \text{ K}$ , также учитывая приближённое выражение для плотности воздуха в зависимости от его температуры  $T_a$  и высоты местности  $M$  (в километрах) над уровнем моря

$$\rho_a = \rho_0 \cdot (1 - 0.11 \cdot M) \cdot \frac{288^\circ\text{K}}{T_a},$$

получаем оценку для минимальной скорости ветра в порыве, при которой становится возможным перенос возгорания через барьер с учётом всех рассматриваемых в задаче факторов

$$v_w = \frac{T_a}{T_b} \cdot \sqrt{\left[ \frac{[K - H_g] \cdot T_a}{288^\circ\text{K} \cdot (1 - 0.11 \cdot M)} \cdot \psi \right]^{2/3} \cdot \left[ \frac{T_c - T_a}{T_b - T_c} \right]^{2/3} - 2g\gamma H_g \left[ \frac{T_b}{T_a} - 1 \right]}. \quad (9)$$

Рассматривая полученное выражение в качестве уравнения на высоту барьера  $K$ , разрешая его путём очевидных преобразований, получаем формулу для высоты барьера, минимально необходимой для сдерживания фронта огня в зависимости от скорости ветра в порыве и других факторов

$$K = H_g + \frac{288^\circ\text{K} \cdot (1 - 0.11 \cdot M) \cdot T_b - T_c}{\psi \cdot T_a} \cdot \left[ \left[ v_w \cdot \frac{T_b}{T_a} \right]^2 + 2g\gamma H_g \left[ \frac{T_b}{T_a} - 1 \right] \right]^{3/2}. \quad (10)$$

**Анализ полученных результатов.** В окончательное выражение (10) для высоты барьера  $K$ , минимально необходимой для остановки огневого фронта, входят следующие исходные величины:

$H_g$  – высота (м) плотной части травяного покрова (горючей подстилки);

$M$  – высота (км) местности над уровнем моря;

$T_a, T_b$  и  $T_c$  – температура ( $^\circ\text{K}$ ) воздуха, газов – продуктов горения и температура, минимально необходимая для поджигания соответственно;

$v_w$  – скорость (м/с) ветра в порыве;

$g$  – ускорение свободного падения,  $g = 9.8 \text{ м/с}^2$ ;

$\psi$  и  $\gamma$  – коэффициенты (константы теории), определяемые методами регрессионного анализа на основе экспериментальных данных и данных природных наблюдений;  $\gamma$  является безразмерным коэффициентом, размерность  $[\psi] = \text{м}^2/\text{с}^3$ , т. е. размерность скорости, умноженной на ускорение.

Отметим, что высота травяного покрова  $H_g$  входит в формулу дважды – в качестве аддитивного члена, а также в качестве множителя, характеризующего вклад естественной тяги при приближении огневого фронта к барьеру. Первое выражает очевидное обстоятельство — барьер с высотой, меньшей, чем высота травяного покрова, не способен остановить огневой фронт даже при нулевой скорости ветра.

Множитель  $\frac{288 \text{ }^\circ\text{K} \cdot (1 - 0.11 \cdot M)}{T_a}$  выражает вклад изменения плотности воздуха в зависимости от его температуры и высоты местности над уровнем моря. Значение этого множителя уменьшается с увеличением высоты местности над уровнем моря и с ростом температуры воздуха, что приводит к уменьшению максимального размера частиц, выносимых к вершине барьера, вследствие уменьшения плотности воздуха.

Следующий множитель  $\frac{T_b - T_c}{T_c - T_a}$  выражает поправки на температуру в зоне горения, температуру воздуха и температуру поджигания, соотношение между которыми определяет время остывания (догорания) частицы в ходе её свободного падения с тыловой стороны барьера. Так как в этот «поправочный» множитель входит отношение разностей именно абсолютных значений температур (которые могут на практике изменяться в достаточно узком диапазоне), различные встречающиеся в условиях природных пожаров сочетания этих температур могут лишь незначительно влиять на результирующую высоту барьера.

Третий множитель,  $\left[ \left[ \vartheta_w \cdot \frac{T_b}{T_a} \right]^2 + 2g\gamma H_g \left[ \frac{T_b}{T_a} - 1 \right] \right]^{3/2}$ , определяющий высоту барьера  $K$ , по смыслу является кубом максимально возможной скорости движения газов – продуктов горения вблизи барьера. Он, в свою очередь, содержит два слагаемых, первое из которых определяет вклад ветра в общую скорость газов, а второе слагаемое – вклад естественной тяги при горении.

Следует отметить, что скорость ветра  $\vartheta_w$  является главным фактором, определяющим требуемую высоту защитного барьера, поскольку при преобладании в сумме первого слагаемого высота барьера растёт как куб скорости ветра. Напротив, при малых скоростях ветра, определяющим фактором в этом множителе (и для высоты  $K$ ) становятся высота травяного покрова (горючей подстилки) и температура в зоне горения, поскольку именно эти факторы определяют силу естественной тяги. Однако, поскольку общая степень этого множителя  $3/2$ , возрастание высоты барьера  $K$  с ростом значений этих параметров происходит не так быстро, как рост в зависимости от скорости ветра.

Скорость ветра, при которой оба слагаемых в этом множителе сравниваются, в некотором смысле является критической для условий применимости защитного устройства в виде барьера, поскольку при дальнейшем увеличении скорости ветра требуемая высота  $K$  начинает возрастать столь быстро, что делает технически невозможным его монтаж (установку) в условиях ЧС.

Следует также отметить, что зависимость от скорости ветра (первое слагаемое в рассматриваемом множителе) на практике может иметь более сложный характер, поскольку, кроме скорости ветра, в это соотношение входит также и абсолютная температура в зоне горения, которая, в свою очередь, тоже сложным образом зависит от скорости ветра. Так, при очень большой скорости ветра, когда в зону горения поступает воздух при большом коэффициенте избытка, возможно уменьшение температуры газов в зоне горения вплоть до угасания отдельных очагов (так называемые «задувание» пламени). Данный эффект также может быть учтён в рамках настоя-

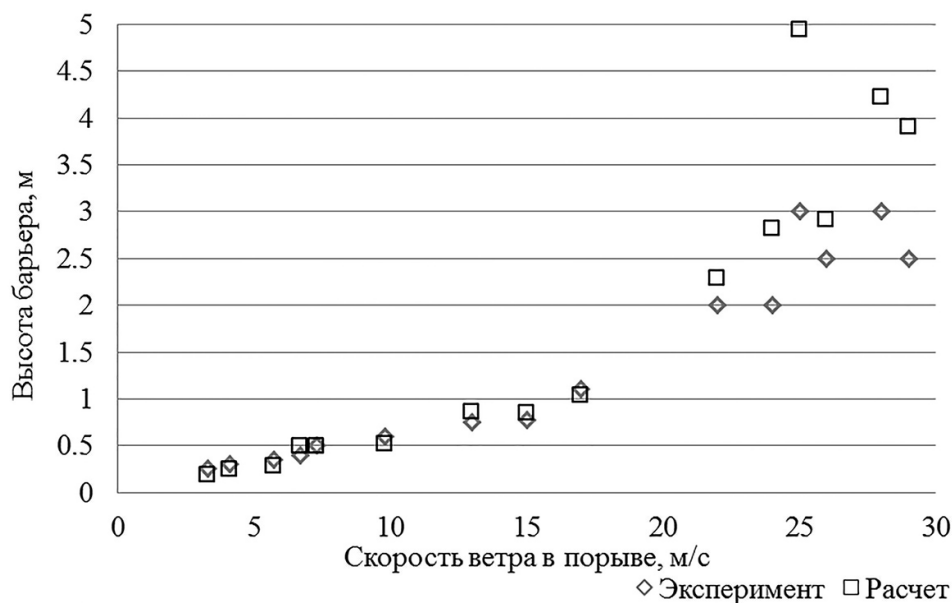
щей модели путём корректного указания температуры газов в зоне горения. Вообще, рассмотрение температуры в зоне горения в зависимости от состава растительного покрова, его физико-химических свойств и скорости ветра представляет собой отдельную задачу и выходит за рамки данного исследования.

Однако следует учесть, что температура в зоне горения в условиях степного пожара обыкновенно варьируется в узком диапазоне – от температуры воспламенения (ок. 600 °K) до 900–1000 °K, т. е. приблизительно в 1.5 раза, поскольку плотность горючего материала достаточно низка. В формулу для высоты барьера  $K$  входят отношения именно абсолютных значений температур, которые в условиях природных пожаров также могут варьироваться лишь незначительно. Поэтому для практических целей достаточно рассмотрения 2–3 градаций значений температуры в зоне горения, при этом главными факторами, определяющими требуемую высоту барьера  $K$ , являются скорость ветра и высота травяного покрова.

Также отметим, что полученные формулы неявным образом учитывают ещё один параметр, существенно влияющий на рассматриваемые процессы – содержание влаги в горючем материале, поскольку входящие в формулы температуры  $T_b$  и  $T_c$  определяются, в том числе, и его абсолютной влажностью.

**Определение констант  $\psi$  и  $\gamma$  методами множественного регрессионного анализа.** Экспериментальные данные для относительно малых скоростей ветра были получены вблизи с. Карповка (Читинский сельский р-н) в условиях контролируемого пала и на учебно-тренировочном полигоне ПЧ № 2 ГУ МЧС России по Забайкальскому краю. Определялась максимальная высота барьера, преодолеваемая огненным фронтом, и (или) минимальная высота барьера, остановившего возгорание. Данные для больших (более 15 м/с) скоростей ветра были получены ретроспективно, в результате анализа развития и хода тушения пожаров на реальных объектах, при которых имело место преодоление фронтом огня различных сооружений в форме барьеров (заборы, малоэтажные строения, насыпи и т. п.), в том числе пожаров вблизи пос. Смоленка (Читинский сельский р-н) в апреле 2015 г. и пос. Большая Тура (Карымский р-н Забайкальского края) в апреле 2014 г. Экспериментальные данные и данные натурных наблюдений были сведены в таблицу в программе Microsoft Excel и ранжированы по возрастанию скорости ветра в порыве. Для условий каждого эксперимента и натурального наблюдения по формуле (10) рассчитывалась высота барьера  $K$ . Высоты барьера  $K_{exp}$ , полученные в ходе экспериментов и натурных наблюдений, и соответствующие условиям данного возгорания высоты барьеров  $K$ , рассчитанные по формуле (10) выводились на график (рис. 3).

Значения констант  $\psi$  и  $\gamma$  варьировались вручную, по алгоритму, близкому к описанному в работе [15] с целью обеспечить наилучшее согласование теоретических и экспериментальных данных на графике. В результате ручного подбора были определены, как обеспечивающие удовлетворительное соответствие данных, следующие значения для констант  $\psi$  и  $\gamma$ :  $\psi = 40\,000\text{ м}^2/\text{с}^3$  и  $\gamma = 5$ .



*Рис. 3.* Сравнение экспериментальных и теоретических значений высот барьера  $K$

*Fig. 3.* Comparison of experimental and theoretical values of barrier heights  $K$

Более точное определение констант  $\psi$  и  $\gamma$  (например, с использованием критерия минимума суммы квадратов отклонений) является вряд ли целесообразным, поскольку каждое возгорание имело ряд не формализуемых математически особенностей. Так, значительные расхождения на графике для скоростей ветра более 20 м/с объясняются тем, что в условиях реальных пожаров имело место преодоление барьера, т. е. высота сооружения оказалась явно недостаточной для остановки огневого фронта. Кроме того, формулы (9), (10) имеют оценочный характер и факторы, влияющие на высоту  $K$ , не могут прогнозироваться с высокой точностью. В частности, таким трудно прогнозируемым фактором является скорость ветра в порыве, которая может зависеть от микрорельефа местности, характера растительного покрова и т. п. особенностей.

**Заключение.** Получены оценочные формулы, позволяющие рассчитать с учетом высоты травяного покрова (горючей подстилки) и других факторов в условиях низового пожара скорость ветра в порыве, при которой становится возможным преодоление огневым фронтом барьера (защитного устройства, забора, сооружения) заданной высоты и минимальную высоту барьера, способного остановить фронт огня при заданной скорости ветра в порыве. Константы, не поддающиеся аналитическому расчёту и связанные с физико-химическими свойствами горящих частиц были определены методами множественного регрессионного анализа путём сравнения с экспериментальными данными и данными натуральных наблюдений. Разработанная физико-математическая модель может быть использована как для оперативного определения оптимальных размеров защитных устройств при тушении пожаров, так и для оценки противопожарных свойств заграждений, заборов и иных сооружений.

#### Список литературы

1. Воробьев Ю. Л., Акимов В. А., Соколов Ю. И. Лесные пожары на территории России: Состояние и проблемы. М.: Дэкс-ПРЕСС, 2004. С. 5–9, 100–203.

2. Коморовский В. С. Оценка возможности прогнозирования распространения лесных пожаров по данным ИСДМ-РОСЛЕСХОЗ. Красноярск: Сибирский государственный технологический университет, 2010. 6 с.
3. Софронов М. А., Волокитина А. В. Пирологическое районирование в таёжной зоне. Новосибирск: Наука, 1990. 204 с.
4. Щербаков И. С. Методика тушения низовых лесных пожаров с использованием струи переохлаждённого водяного пара: дис. ... канд. техн. наук: 01.02.05. Иркутск, 2005, 149 с.
5. Гундар С. В., Данилов М. М., Денисов А. Н., Опарин И. Д. Ресурсное обоснование сил и средств для тушения низового лесного пожара // Технологии техносферной безопасности. 2012. № 2. С. 1.
6. Ковалев А. Н., Журавлева Л. А. Перспективные направления тушения низовых лесных и степных пожаров // Научная жизнь. 2012. № 4. С. 153–158.
7. Журавлева Л. А., Ковалев А. Н. Тушение низовых лесных и степных пожаров водяным паром // Вестник Саратовского госагроуниверситета им. Н.И. Вавилова. 2014. № 2. С. 49–51.
8. Сосновчик Ю. Ф. Способ предотвращения распространения низового лесного или степного пожара и устройство для его осуществления: пат. 2643595 Рос. Федерация. МПК А62С 3/02. №2016145532/12(073168): заявл. 21.11.2016; опубл. 02.02.2018.
9. Сосновчик Ю. Ф. Закономерность развития низовых лесных пожаров, метод профилактики и предотвращения распространения низового лесного пожара // Междунар. науч.-практ. конф., посвящ. 130-й годовщине со дня рождения академика Н. И. Вавилова. Саратов: Саратовский ГАУ: Амирит, 2017. С. 259–266.
10. Сосновчик Ю. Ф. Мобильный комплекс для предотвращения и тушения лесных пожаров: пат. 2643599 Рос. Федерация. МПК А62С 3/02. №2017100874/12(001406): заявл. 10.01.2017; опубл. 02.02.2018.
11. Сосновчик Ю. Ф. Противопожарная профилактика в лесу, разработка техники для профилактики и тушения лесных пожаров // Кулагинские чтения: техника и технологии производственных процессов: материалы XVII Междунар. науч.-практ. конф. Чита: ЗабГУ, 2017. С. 234–242.
12. Сосновчик Ю. Ф. Изучение лесных пожаров в мире и технология профилактики пожаров в Забайкальском крае: // Проблемы, перспективы и направления инновационного развития науки: материалы междунар. науч.-практ. конф. Уфа: АЭТЕРНА, 2016. С. 37–42.
13. Бабий В. И., Куваев Ю. Ф. Горение угольной пыли и расчёт пылеугольного факела. М.: Энергоатомиздат, 1986. 208с.
14. Хаджинов Е. А., Бондаренко Б. И. Экспериментальное исследование кинетики сгорания одиночных угольных частиц // Вестник Приазовского государственного технического университета. Теплотехника и теплоэнергетика. 2013. № 26. С. 121–128.
15. Лукьянов П. Ю., Гришкин А. Д., Иванова Т. В. Численное построение регрессий произвольными функциями многих переменных. Дифференциальные уравнения и аналитическая теория. Чита: ЧитГПТУ, 1999. 104 с.

*Статья поступила в редакцию 23.05.2019; принята к публикации 15.06.2019*

#### **Библиографическое описание статьи**

*Сосновчик Ю. Ф., Лукьянов П. Ю.* Физико-математическая модель преодоления огненным фронтом препятствия в виде барьера в условиях низового лесного и степного пожаров // Учёные записки Забайкальского государственного университета. 2019. Т. 14, № 3. С. 75–87. DOI: 10.21209/2308-8761-2019-14-3-75-87.

**Yury F. Sosnowchik,**

*Associate Professor,*

*Transbaikal State University,*

*(30 Aleksandro-Zavodskaya st., Chita, 672039, Russia),*

*e-mail: Sosnovchik@yandex.ru,*

*ORCID: 0000-0003-2731-0191*

**Pavel Yu. Lukyanov,**

*Candidate of Engineering Sciences,*

*Lead Programmer,*

*Institute of Natural Resources, Ecology and Cryology SB RAS,*

*(16a Nedorezova st., Chita, 672014, Russia),*

*e-mail: lgc255@mail.ru*

### **Physical-Mathematical Model of the Flame Front Overcoming of an Obstacle in the Form of a Barrier under the Conditions of Lowflow Forest and Steppe Fire**

The paper considers the conditions under which it becomes possible to transfer the flame front through an obstacle in the form of a barrier (fence, barrier protection device, barrage). The derivation of the general formulas links the height of the barrier, the gust speed and other factors when the approaching the flame front to the barrier is presented. The constants, which inbox the final formulas and related to the physicochemical properties of the smoldering particles are determined by the methods of multiple regression analysis by the comparison the modelling results with experimental data and field observations.

**Keywords:** ground fire, ignition transfer, smoldering particles, barrier protection device

#### **References**

1. Vorob'ev Yu. L., Akimov V. A., Sokolov YU. I. Lesnye pozhary na territorii Rossii: Sostoyanie i problemy. M.: Deks-PRESS, 2004. S. 5–9, 100–203.
2. Komotorovskij V. S. Ocenka vozmozhnosti prognozirovaniya rasprostraneniya lesnyh pozharov po dannym ISDM-ROSLESKHOZ. Krasnoyarsk: Sibirskij gosudarstvennyj tekhnologicheskij universitet, 2010. 6 s.
3. Sofronov M. A., Volokitina A. V. Pirologicheskoe rajonirovanie v tayozhnoj zone. Novosibirsk: Nauka, 1990. 204 s.
4. SHCHerbakov I. S. Metodika tusheniya nizovyh lesnyh pozharov s ispol'zovaniem strui pereohlazhdyonnogo vodyanogo para: dis. ... kand. tekhn. nauk: 01.02.05. Irkutsk, 2005, 149 s.
5. Gundar S. V., Danilov M. M., Denisov A. N., Oparin I. D. Resursnoe obosnovanie sil i sredstv dlya tusheniya nizovogo lesnogo pozhara // Tekhnologii tekhnosfernoj bezopasnosti. 2012. № 2. S. 1.
6. Kovalev A. N., ZHuravleva L. A. Perspektivnye napravleniya tusheniya nizovyh lesnyh i stepnyh pozharov // Nauchnaya zhizn'. 2012. № 4. S. 153–158.
7. ZHuravleva L. A., Kovalev A. N. Tushenie nizovyh lesnyh i stepnyh pozharov vodyanym parom // Vestnik Saratovskogo gosagrouniversiteta im. N.I. Vavilova. 2014. № 2. S. 49–51.
8. Sosnovchik Yu. F. Sposob predotvrashcheniya rasprostraneniya nizovogo lesnogo ili stepnogo pozhara i ustrojstvo dlya ego osushchestvleniya: pat. 2643595 Ros. Federaciya. MPK A62S 3/02. №2016145532/12(073168): zayavl. 21.11.2016; opubl. 02.02.2018.
9. Sosnovchik Yu. F. Zakonomernost' razvitiya nizovyh lesnyh pozharov, metod profilaktiki i predotvrashcheniya rasprostraneniya nizovogo lesnogo pozhara // Mezhdunar. nauch.-prakt.

konf., posvyashch. 130-j godovshchine so dnya rozhdeniya akademika N. I. Vavilova. Saratov: Saratovskij GAU: Amirit, 2017. S. 259–266.

10. Sosnovchik YU. F. Mobil'nyj kompleks dlya predotvrashcheniya i tusheniya lesnyh pozharov: pat. 2643599 Ros. Federaciya. MPK A62S 3/02. №2017100874/12(001406): zayavl. 10.01.2017; opubl. 02.02.2018.

11. Sosnovchik YU. F. Protivopozharnaya profilaktika v lesu, razrabotka tekhniki dlya profilaktiki i tusheniya lesnyh pozharov // Kulaginskie chteniya: tekhnika i tekhnologii proizvodstvennyh processov: materialy XVII Mezhdunar. nauch.-prakt. konf. CHita: ZabGU, 2017. S. 234–242.

12. Sosnovchik YU. F. Izuchenie lesnyh pozharov v mire i tekhnologiya profilaktiki pozharov v Zabajkal'skom krae: // Problemy, perspektivy i napravleniya innovacionnogo razvitiya nauki: materialy mezhdunar. nauch.-prakt. konf. Ufa: AETERNA, 2016. S. 37–42.

13. Babij V. I., Kuvaev YU .F. Gorenje ugol'noj pyli i raschyot pyleugol'nogo fakela. M.: Energoatomizdat, 1986. 208s.

14. Hadzhinov E. A., Bondarenko B. I. Eksperimental'noe issledovanie kinetiki sgoraniya odinochnykh ugol'nykh chastic // Vestnik Priazovskogo gosudarstvennogo tekhnicheskogo universiteta. Teplotekhnika i teploenergetika. 2013. № 26. S. 121–128.

15. Luk'yanov P. YU., Grishkin A. D., Ivanova T. V. CHislennoe postroenie regressij proizvod'nymi funkciyami mnogih peremennykh. Differencial'nye uravneniya i analiticheskaya teoriya. CHita: CHitGPTU, 1999. 104 s.

*Received: May 23, 2019; accepted for publication June 16, 2019*

#### Reference to article

*Sosnowchik Yu. F., Lukyanov P.Yu.* Physical-Mathematical Model of the Flame Front Overcoming of an Obstacle in the Form of a Barrier under the Conditions of Lowflow Forest and Steppe Fire // Scholarly Notes of Transbaikal State University. 2019. Vol. 14, No. 3. PP. 75–87. DOI: 10.21209/2308-8761-2019-14-3-75-87.